

УДК 537.633.2

В. Р. Мадьяров, доц., канд. физ.-мат. наук (БГТУ, г. Минск)

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВ В СВЧ – ИЗМЕРЕНИЯХ НА ОСНОВЕ  
КИНЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПЕРЕНОСА  
НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА**

Методы СВЧ – диагностики полупроводников позволяют определить проводимость и подвижность носителей заряда [1, 2], а также такие фундаментальные параметры электронного переноса, как эффективная масса [3] и время релаксации  $\tau$ , которое можно определить из частотной зависимости фазового сдвига в области частот  $\omega$ , где значение параметра  $\omega\tau \sim 1$  [4].

Применение упрощенной модели переноса заряда показали возможность оценки времени релаксации из измерений диэлектрической проницаемости [4]. Результативность применения СВЧ-метода измерений параметров электронного переноса в полупроводниках можно повысить, используя более фундаментальный подход к обработке данных измерений. В настоящей работе для интерпретации данных холловских измерений и измерений времени релаксации с помощью СВЧ-интерферометрии применяется модель переноса носителей заряда на основе кинетического уравнения Больцмана. Применение данной модели в измерениях времени релаксации оказывается предпочтительным, если требуется сравнительно невысокая точность, так как отпадает необходимость создания достаточно сильного продольного магнитного поля в области образца.

Электромагнитная волна с напряженностью электрического поля  $E_x$ , выходящая из секции волновода, возбуждает в образце, помещенном в магнитное поле с индукцией  $\vec{B}$ , холловское поле с напряженностью  $E_y$ , которое регистрируется датчиком. Электрические поля  $E_x$  и  $E_y$  возбуждают токи в образце, которые можно выразить через параметры электронного переноса.

Для описания переноса носителей заряда под действием электрического поля волны используется уравнение Больцмана для функции распределения носителей заряда  $f$  в пространстве волновых векторов  $\vec{k}$ , которое в приближении сферических энергетических долин имеет вид:

$$e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \frac{1}{\hbar} \nabla_{\vec{k}} f(\vec{k}, \vec{r}) = -\frac{f - f_0}{\tau} \quad (1)$$

где  $e$  – элементарный заряд,  $\vec{E}$  – напряженность электрического поля

волны с частотой  $\omega$ ,  $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega t}$ ,  $\vec{v}$  – скорость дрейфа носителей,  $\vec{B}$  – магнитная индукция,  $f_0$  – равновесная часть функции распределения,  $\tau$  – время релаксации.

Для решения уравнения (1) использовалась подстановка [5]:

$$f = f_0 - \vec{v} \cdot \vec{\psi} \frac{\partial f_0}{\partial W}. \quad (2)$$

Второе слагаемое в (2) представляет собой неравновесную часть функции распределения, содержащую производную  $f_0$  по энергии  $W$ . Подставив (2) в (1) и, получим выражение для проекций вектора  $\vec{\psi}$  через проекции  $E_x$  и  $E_y$ :

$$\psi_x = \frac{\tau' e [E_x + (\omega_c \tau') E_y]}{1 + (\omega_c \tau')^2}, \quad \psi_y = \frac{\tau' e [-(\omega_c \tau') E_x + E_y]}{1 + (\omega_c \tau')^2}, \quad (3)$$

где  $m^*$  – эффективная масса носителя заряда,  $\omega_c = eB/m^*$  – циклотронная частота.

Плотность тока носителей заряда, находится путем интегрирования неравновесной части функции распределения (2) по всем энергетическим долинам, которые вносят вклад в проводимость:

$$\vec{j} = -\frac{e}{4\pi^3} \int \vec{v} (\vec{v} \cdot \vec{\psi}) \frac{\partial f_0}{\partial W} dV_k, \quad (4)$$

где  $dV_k$  – элемент объема в  $\vec{k}$ -пространстве.

Подстановка (2) в (3) и использование (4) дает соотношения между проекциями суммарной плотности тока  $j_x$  и  $j_y$  (тока проводимости и смещения) и  $E_x$  и  $E_y$ , из которых для слабых магнитных полей следует выражение для холловской подвижности:

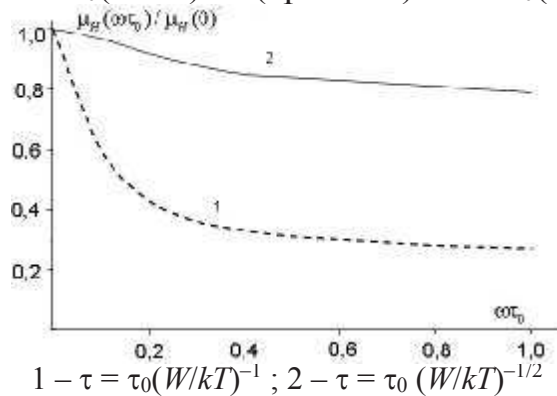
$$\mu_H = \frac{1}{B} \frac{|\sigma_y|}{\text{Re}(\sigma_x)}. \quad (5)$$

Из формулы (5) следует, что для определения холловской подвижности достаточно измерить проводимость образца в направлении, лежащем в плоскости колебаний электрического поля зондирующей волны ( $\sigma_x$ ), и в направлении перпендикулярном к нему ( $\sigma_y$ ). Если предположить, что время релаксации одинаково для всех энергетических долин и не зависит от энергии носителей, т.е.  $\tau = \tau_0$ , то  $\mu_H$  не зависит от частоты электрического поля падающей волны:

$$\mu_H = e\tau_0 \sum_1^k \frac{n_k}{m_k^{*2}} \cdot \left( \sum_1^k \frac{n_k}{m_k^*} \right)^{-1}. \quad (6)$$

Зависимость  $\tau$  от энергии носителей можно оценить по частотной зависимости  $\mu_H(\omega\tau)$  в области частот, где  $\omega\tau \sim 1$ . На рис. 1 пред-

ставлены расчетные зависимости отношения  $\mu_H(\omega\tau)/\mu_H(0)$ : ( $\mu_H(0)$  – значение подвижности на постоянном токе) для *n*-Ge в предположении зависимостей  $\tau = \tau_0(W/kT)^{-1/2}$  (кривая 1) и  $\tau = \tau_0(W/kT)^{-1}$  (кривая 2).



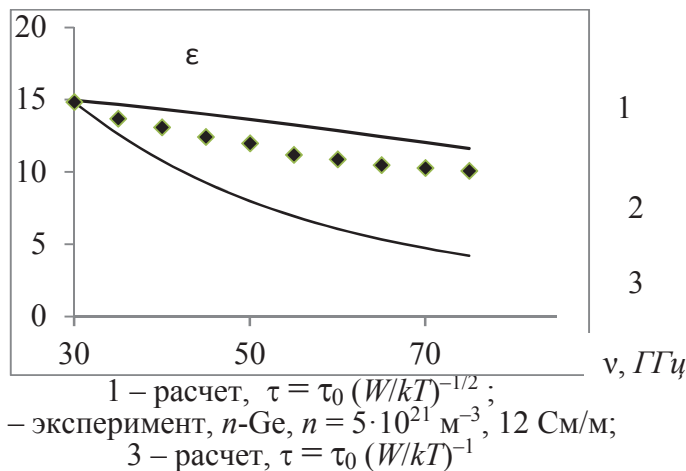
**Рисунок 1 – Сравнение расчетных зависимостей холловской подвижности для *n*-Ge от параметра  $\omega\tau_0$  ( $\tau_0 = 3 \cdot 10^{-12}$  с) с использованием зависимостей от энергии**

При  $B = 0$  из кинетических соотношений следует выражение для диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon = \varepsilon_{ст} \frac{1}{1 + [\varepsilon_0 \omega / e^2 L(\omega)]^2}, \text{ где } L(\omega) = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \left\langle \frac{\tau}{1 + i\omega\tau} \right\rangle \sum_k \frac{n_k}{m_k^*}. \quad (7)$$

а  $\varepsilon_{ст}$  – диэлектрическая проницаемость на постоянном токе.

Экспериментальная проверка формулы (7) проводилась на СВЧ-интерферометре, с помощью метода фазовой компенсации [4] в области частот 30–80 ГГц для *n*-Ge. Результаты представлены на рис.2.



**Рисунок 2 – Сравнение расчетных и измеренных зависимостей диэлектрической проницаемости от частоты**

Данные для диэлектрической проницаемости в исследуемой частотной области удовлетворительно согласуется с расчетной кривой, полученной с использованием формулы (7) для энергетических зависимостей  $\tau = \tau_0(W/kT)^{-1}$  (1) и  $\tau = \tau_0(W/kT)^{-1/2}$ . Первая из кривых получена в

предположении, что основным механизмом, влияющим на время релаксации, является рассеяние на акустических колебаниях решетки. С учетом того, что в зоне проводимости Ge энергетические поверхности представлены 8 эллипсоидами, для расчетов использовалось значение суммы, равное:

$$\sum_k (n_k / m_k^*) = (n/3)(2/m_{\square} + 1/m_{\perp}). \quad (8)$$

В формуле (8)  $n$  – суммарная концентрация электронов,  $m_{\square}$  и  $m_{\perp}$  – продольная и поперечная эффективные массы электронов ( $m_{\square} = 0,082 m_0$ ,  $m_{\perp} = 1,59 m_0$ ). Заметное отклонение экспериментальных данных от расчетной кривой очевидно обусловлено дополнительным вкладом рассеяния носителей на ионах и атомах примесей и дислокациях.

Таким образом, на основе решения кинетического уравнения Больцмана получены выражения для холловской подвижности и диэлектрической проницаемости в СВЧ-области через параметры зонной структуры полупроводника. Холловскую подвижность можно определить, измерив проводимости плоского полупроводникового образца в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Показано, что для образца  $n$ -Ge наблюдается удовлетворительное соответствие результатов расчета диэлектрической проницаемости по кинетической модели и данных, полученных из измерений фазового сдвига в области частот 30–80 ГГц. Путем сравнения данных измерений диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  в области частот  $\omega\tau \sim 1$  с расчетной частотной характеристикой  $\epsilon(\omega)$  дана оценка энергетической зависимости времени релаксации носителей в образце.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Broadband complex permittivity measurement techniques of materials with thin configuration at microwave frequencies / Murata Kenichiro [et al.] // J. Appl. Phys. – 2005, – Vol. 98, № 8. – P. 084107/1–084107/8.
- 2 Excess carrier lifetime measurement for plasma-etched GaN by the microwave photoconductivity decay method / Hideki Watanabe [et al.] // Jap. J. Appl. Phys., Pt. 1. – 2007, – vol. 46, № 1, – P. 35–39.
- 3 Мадьяров, В. Р. Определение параметров переноса носителей заряда в полупроводниках с помощью СВЧ-зондирования / В. Р. Мадьяров // Труды БГТУ. 2012. № 6. С. 88–90.
- 4 Мадьяров, В. Р. Исследование релаксационных свойств полупроводников с помощью интерферометрии миллиметрового диапазона / В. Р. Мадьяров // Труды БГТУ. № 6. 2013. С. 54–56.
- 5 Ансельм, А. И. Введение в теорию полупроводников / А. И. Ансельм // М.: Наука, 1978.